

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ) ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ

КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.07

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО**

Студент

_____ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель



_____ Д. В. Попов

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Детектирование реакторных антинейтрино	7
1.1 Регистрация частиц в органических сцинтилляторах	10
1.1.1 Регистрация заряженных частиц	10
1.1.2 Регистрация гамма-квантов	13
1.1.3 Регистрация нейтронов	16
1.2 Спектрометрические характеристики сцинтилляторов	17
1.2.1 Детектирование фотонов сцинтилляции	17
1.2.2 Разрешение детектора	18
1.2.3 Неоднородность светособирания	19
2 Разработка спектрометра	21
2.1 Линейность электроники	22
2.2 Подбор оптимальной конфигурации модулей	23
2.3 Разработка конструкции модуля	27
2.4 Итоговые результаты	30
Заключение	32
Список использованных источников	33

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике элементарных частиц основополагающей теоретической моделью, описывающей частицы и их взаимодействия между друг другом, является Стандартная модель (СМ). Несмотря на успехи (предсказание W^\pm - и Z^0 -бозонов, нейтральных и заряженных токов, описание динамического приобретения масс частицами и т. д.), СМ не отвечает на ряд вопросов (барионная асимметрия Вселенной, существование частиц темной материи, массовая иерархия фундаментальных фермионов, наличие масс у нейтрино и др.), поэтому возникает необходимость в ее расширении. Для решения этих проблем следует проводить эксперименты, затрагивающие малоизученные аспекты физики элементарных частиц, а также разрабатывать теоретические модели, которые будут как согласовываться с новыми экспериментальными данными, так и не противоречить старым. Таким образом, для развития физики элементарных частиц нужно расширить СМ и перейти к построению новой физики.

Физика нейтрино включает в себя множество различных разделов и охватывает широкий диапазон энергий (реликтовые нейтрино: 10^{-5} – 10^{-3} эВ; солнечные нейтрино: 0.1–20 МэВ; реакторные нейтрино: от 0 до 8 МэВ; ускорительные нейтрино: 1–100 ГэВ; атмосферные нейтрино: 1 ГэВ – 100 ТэВ; космические нейтрино: от сотен ТэВ до сотен ПэВ), что позволяет рассматривать ее как одно из возможных направлений для проложения новой физики. Отдельно стоит выделить физику реакторных антинейтрино, которая на всем протяжении своего существования играет важную роль в нашем понимании устройства Природы. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ по физике реакторных антинейтрино уже показали свою состоятельность и имеют возможность найти ответы на вопросы, которые не могут быть объяснены в рамках СМ:

1) *Существование нейтрино.*

В 1956 г. в опытах Райнеса и Коуэна в *Savannah River Site* по реакции обратного β -распада было экспериментально подтверждено су-

ществование (анти)нейтрино [1–4].

2) *Осцилляции нейтрино.*

В 2003 г. детектором KamLAND [5] впервые на реакторном эксперименте обнаружены осцилляции нейтрино и измерен параметр смешивания Δm_{12}^2 ; в 2012 г. три эксперимента — Double Chooz [6], RENO [7] и Daya Bay [8] — объявили о том, что угол смешивания θ_{13} отличен от нуля (наиболее точно θ_{13} определили коллаборации Daya Bay и RENO), что позволило продвинуться вперед ускорительным нейтринным экспериментам.

3) *Определение массовой иерархии.*

Прецизионное измерение всех недиагональных элементов матрицы Понтекорво — Маки — Накагава — Саката, описывающих осцилляции нейтрино, позволит ответить на вопрос о массовой иерархии нейтрино. С целью получения этого ответа создан детектор JUNO [9–11]. Начало его физического набора данных запланировано на осень этого года.

4) *Поиски новой физики.*

Поиски новой физики в реакторных экспериментах, в первую очередь, связаны с двумя аномалиями:

- Реакторная антинейтринная аномалия (RAA): RAA появилась в 2011 г. [12] в результате переоценки теоретических расчетов потока реакторных антинейтрино, выполненной Huber [13] и группой под руководством Mueller [14] (модель Huber — Mueller). Она заключается в дефиците экспериментально определенной интенсивности потока в сравнении с обновленными теоретическими данными. В качестве одного из возможных объяснений данного отклонения была рассмотрена гипотеза об осцилляции нейтрино в стерильное состояние. Однако в последнее время ряд новых экспериментов опровергает гипотезу стерильного нейтрино в рамках RAA (DANSS [15], STEREO [16], PROSPECT [17]) и ставит под вопрос корректность модели Huber — Mueller и существование самой RAA (ряд работ «Курчатовского института» [18; 19]).

- «Bump effect»: она состоит в локальном 10% превышении формы экспериментального спектра антинейтрино над теоретическим в области от 5 МэВ до 7 МэВ [20–23]. Вопрос о происхождении этой аномалии на данный момент остается открытым.

В 1970-х гг., работая над исследованиями, направленными на изучение процессов образования нейтрино в ядерном реакторе (для получения прецизионных результатов фундаментальных исследований), сотрудники Курчатовского института обнаружили, что можно решать и "обратную" к этой задачу: по результатам реакторных антинейтринных экспериментов получать данные о процессах, происходящих внутри ядерного реактора [24; 25]. Между тем, сведения о этих процессах представляют собой большую практическую ценность. С помощью данного предложенного метода можно проводить контроль за процессами, протекающими во всех типах ядерных реакторов: проводить оценку мощности реактора, отслеживать выгорание топлива, а также отслеживать накопленный к концу кампании реактора Pu (рассмотрено в ряде работ [26–28]), который может быть в дальнейшем извлечен для использования при создании других реакторов или ядерного оружия. Данные обстоятельства породили новое направление физики реакторных антинейтрино — ПРИКЛАДНОЕ (детектор IDREAM [29], эксперимент Nucifer [30]). Рассмотрим детальнее решение вышеописанных задач.

1) *Оценка мощности реактора.*

При одном акте деления в реакторе выделяется энергия ~ 200 МэВ и в среднем образуется 6 антинейтрино, что позволяет, измеряя поток антинейтрино, определять количество актов деления в единицу времени и, как следствие, тепловую мощность. Впервые измерения, подтвердившие возможность оценки тепловой мощности реактора по измерению потока антинейтрино, были проведены в нейтринной лаборатории на Ровенской АЭС [31].

2) *Определение состава активной зоны реактора.*

Сложнее обстоит вопрос с определением состава активной зоны реактора: природное урановое топливо содержит делящиеся ядра ^{235}U , а также сырьё ^{238}U , способное при захвате нейтрона образовывать изотопы плутония (^{239}Pu и ^{241}Pu), которые тоже претерпевают деления, внося вклад в выработку энергии. Поэтому для определения

состава топлива нужно различать спектры от всех этих компонент. Впервые отличие энергетических спектров антинейтрино от разных делящихся изотопов было показано в [32].

В настоящее время с целью проведения как фундаментальных, так и прикладных исследований в области реакторных антинейтрино в мире активно развивается направление модульных детекторов (эксперимент PANDA [33], MiniCHANDLER [34]). Такие работы осуществляются и в России: совместными усилиями сотрудников НИЦ «Курчатовский институт» и НИЯУ МИФИ ведется разработка детектора, состоящего из отдельных модулей (см. рис. 1), каждый из которых является независимым сцинтилляционным спектрометром. Спектрометр представляет собой пластиковый сцинтиллятор размерами $(70 \times 5 \times 5)$ см, выполненный из полистирола со спектросмещающими добавками: п-терфенил сцинтилляционный и 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазолил)бензол (ПОПОП), сигнал с которого снимается вакуумными ФЭУ с эффективным диаметром фотокатода 4.65 см. На этапе начала данной работы имеется набор из 9 пластиковых сцинтилляторов и 18 ФЭУ с известными спектрометрическими характеристиками.

Целью данной работы является разработка сцинтилляционного спектрометра для детектирования реакторных антинейтрино. Для достижения поставленной цели необходимо решить ряд **задач**:

- 1) Подобрать оптимальную конфигурацию модулей блока детектора реакторных антинейтрино;
- 2) Разработать конструкцию модуля и блока детектора;
- 3) Собрать модули и блок детектора и проверить их работоспособность.

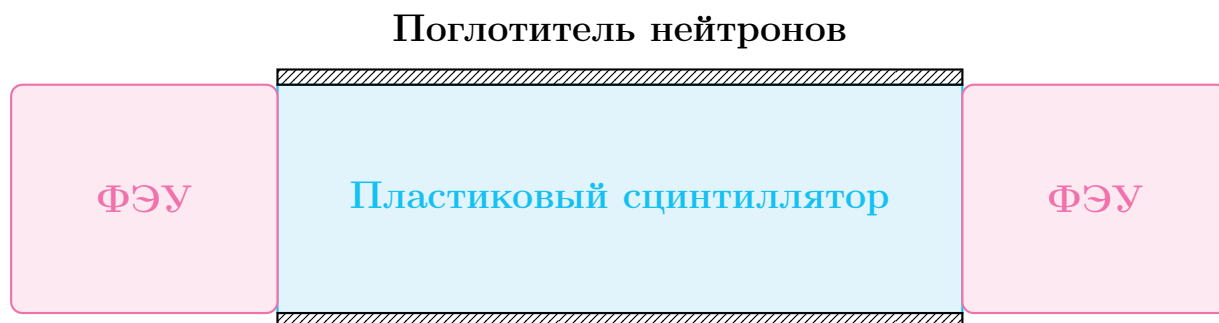


Рисунок 1 — Функциональный вид модуля разрабатываемого детектора реакторных антинейтрино (реальные размеры не соблюдены). Сцинтиллятор для улучшения светособирания и достижения минимальной неоднородности обернут в слой диффузного отражателя (на рисунке не отмечено).

1. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

В ходе одного акта деления в ядерном реакторе за счет цепочки β -распадов в среднем образуется 6 электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ с энергиями, лежащими в диапазоне от 0 до 8 МэВ. Основной вклад ($\sim 97\%$ [35]) в рождение $\bar{\nu}_e$ в ядерном реакторе вносят 4 делящихся изотопа: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu (см. таб. 1.1). Для детектирования $\bar{\nu}_e$ широкое распространение получил метод, основанный на реакции обратного бета-распада (ОБР) — процесса взаимодействия антинейтрино и ядерно-свободного протона (ядра водорода) с последующим образованием нейтрона и позитрона:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1.1)$$

ОБР обладает двумя достоинствами: удобством регистрации (см. рис. 1.1) и относительно (других реакций) большим сечением взаимодействия с веществом¹ (см. таб. 1.2).

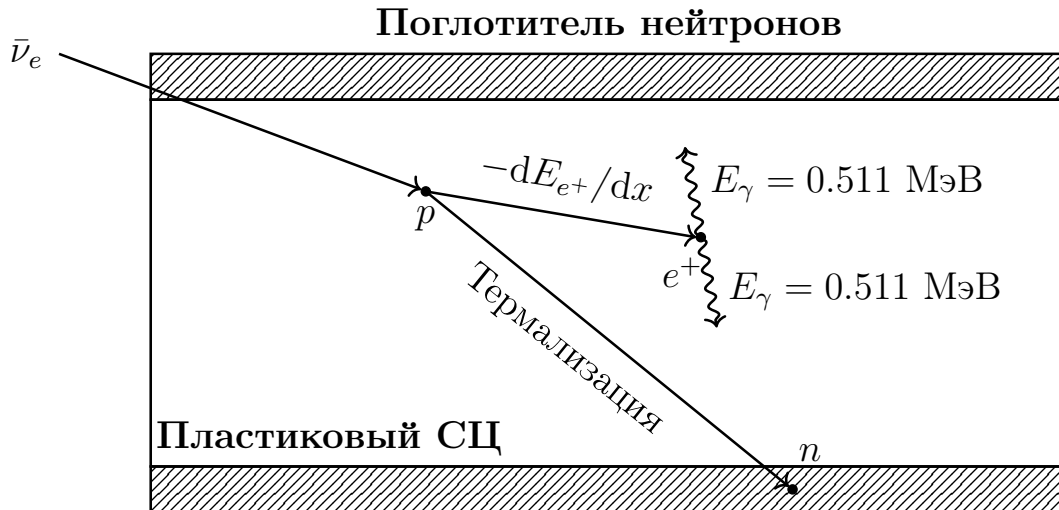


Рисунок 1.1 — Функциональная схема реакции ОБР.

¹По величине сечения реакция ОБР уступает лишь упругому когерентному рассеянию нейтрино (УКРН) на ядрах (начиная с $N = 3$), однако регистрация УКРН сопряжена с очень большими техническими сложностями.

Сечение реакции ОБР крайне мало, поэтому для обеспечения приемлемой статистики необходим большой объем рабочего вещества, содержащего ядра водорода. Довольно часто с этой целью используют органические сцинтилляторы, которые можно использовать как цельный детектор (жидкие органические сцинтилляторы), так и составной детектор (пластиковые органические сцинтилляторы).

Для идентификации реакции ОБР используется метод задержанных совпадений (см. рис. 1.1): 1) регистрируется сигнал от позитрона, в котором содержится информация о потерянной позитроном кинетической энергии в веществе T_{e^+} и энергии от двух аннигиляционных γ -квантов с энергией каждого $E_\gamma = 0.511$ МэВ; 2) регистрируется сигнал от замедленного до теплового нейтрона², данный сигнал выступает в роли идентификатора событий ОБР. Между приходом сигналов от позитрона и нейтрона проходит время, необходимое для термализации нейтрона, зависящее от характеристик замедлителя и поглотителя (обычно порядка нескольких микросекунд).

После регистрации реакции ОБР из законов сохранения энергии и импульса восстанавливается энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$:

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_p = E_n + E_{e^+}. \quad (1.2)$$

где $E_{e^+} = E_{\text{vis}} - m_{e^-}$, E_{vis} — непосредственно регистрируемая энергия на эксперименте; $E_p = m_p$ (в системе покоя протона); $E_n \approx m_n$ (пренебрегаем энергией отдачи нейтрона³). Следовательно, опираясь на 1.2, энергия антинейтрино связана с E_{vis} следующим соотношением:

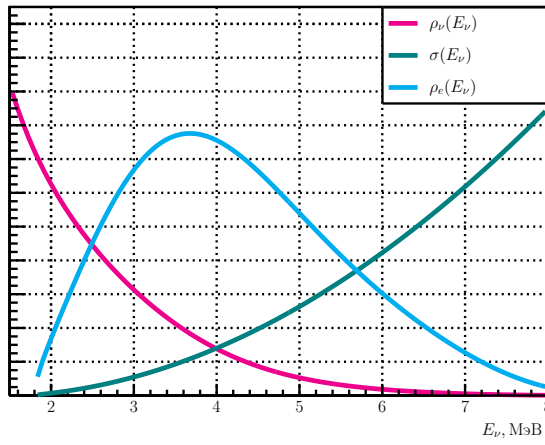
$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{\text{vis}} + (m_n - m_p - m_{e^-}) \approx E_{\text{vis}} + 0.782 \text{ МэВ}.$$

Линейная связь $E_{\bar{\nu}_e}$ с E_{e^+} позволяет относительно просто восстанавливать энергии антинейтрино по полученным энергиям позитронов (см. рис. 1.2):

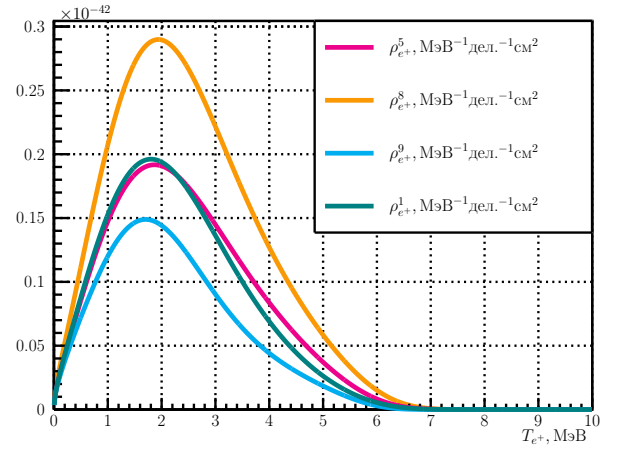
$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{e^+} + 1.293 \text{ МэВ}.$$

²Регистрируется продукт(-ы) реакции захвата нейтрона на поглотителе, а не сам нейтрон (см. подраздел 1.1.3).

³Малость энергии отдачи нейтрона следует из кинематического рассмотрения реакции ОБР.



а)



б)

Рисунок 1.2 — а) Функциональный вид зависимости сечения ОБР от энергии $\bar{\nu}_e$ (бирюзовая линия), функциональный вид кумулятивного спектра $\bar{\nu}_e$ (розовая линия) и функциональный вид спектра позитронов ОБР (голубая линия) (спектры отложены в единицах энергии $\bar{\nu}_e$). б) Спектры позитронов ОБР (порождаемые кумулятивными спектрами антинейтрино по модели КИ [19]) продуктов деления i -ого изотопа «в момент рождения», нормированные на одно деление i -ого изотопа: ρ_{e+}^5 , ρ_{e+}^8 , ρ_{e+}^9 , ρ_{e+}^1 соответствуют ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu соответственно.

Таблица 1.1 — Основные характеристики для изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в промышленном ядерном реакторе типа ВВЭР: среднее значение сечения деления каждого изотопа тепловыми нейтронами; средняя доля деления каждого изотопа; среднее значение тепловой энергии, выделяемой при одном акте деления каждого изотопа [36].

Изотоп	Процесс "происхождения" в ядерном топливе	$\sigma_{\text{дел}}$ (барн)	Доля деления (%)	Энергия на одно деление (МэВ/деление)
^{235}U	Обогащение природного U	531	58	201.9 ± 0.4
^{238}U	Природное содержание	—	8	204.9 ± 0.5
^{239}Pu	$^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}(\beta^-)^{239}\text{Np}(\beta^-)^{239}\text{Pu}$	750	29	210.6 ± 0.4
^{241}Pu	$^{239}\text{Pu}(n, \gamma)^{240}\text{Pu}(n, \gamma)^{241}\text{Pu}$	1010	5	213.1 ± 0.5

Таблица 1.2 — Различные методы детектирования реакторных $\bar{\nu}_e$ [37]. СС (NC) обозначает взаимодействие по заряженному току (нейтральному току). Сечение усреднено по всему спектру энергии $\bar{\nu}_e$. N и Z — число нейтронов и протонов в ядре рабочего вещества соответственно. Для этих оценок предполагается, что доли деления составляют 58%, 29%, 8% и 5% для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu соответственно.

Реакция	Тип взаимодействия	Сечение реакции (10^{-44} см ² /деление)	Порог (МэВ)
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	СС	~ 63	1.8
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+$	СС	~ 1.1	4.0
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \bar{\nu}_e$	NC	~ 3.1	2.2
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	СС/NC	$\sim 0.4 \times Z$	0
$\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_e + A$	NC	$\sim 9.2 \times N^2$	0

1.1. РЕГИСТРАЦИЯ ЧАСТИЦ В ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

При взаимодействии заряженных частиц с органическими сцинтилляторами внутри них происходят процессы, имеющие многоступенчатый характер, что обусловлено внутренней структурой. Обычно органические сцинтилляторы выполняются из двух-трех компонент — основное вещество сцинтиллятора представляет собой прозрачный растворитель, в котором растворены молекулы, ответственные за флуоресценцию, и (по необходимости) компонента, смещающая спектр излучения фотонов флуоресценции. Рассмотрим подробнее вопрос регистрации частиц в органических сцинтилляторах.

1.1.1. РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Заряженная частица, проходя через вещество, теряет часть своей кинетической энергии за счет взаимодействия с ним. В органических сцинтилляторах процесс возбуждения типа: **заряженная частица + молекула** (см рис. 1.3) приводит к образованию возбужденной молекулы растворителя, снятие возбуждения которой может происходить двумя способами:

1) через передачу энергии центрам флуоресценции (первой компоненте) безызлучательным путем; 2) через переход валентных электронов в основные состояния с испусканием коротковолновых фотонов, которые с большой долей вероятности поглощаются самим растворителем (его спектр поглощения и спектр высвечивания имеют большую область перекрытия). Большая часть возбуждения молекул растворителя снимается за счет 1-го процесса. Снятие возбуждения центров флуоресценции, в основном, сопровождается испусканием фотонов, прозрачных для растворителя — спектр высвечивания этой компоненты согласован со спектром поглощения растворителя в широком диапазоне длин волн, но часто не обладает достаточным перекрытием со спектром чувствительности фотодетектора. Для решения данной проблемы в сцинтиллятор добавляют еще и сместитель спектра, спектр высвечивания которого должен максимально совпадать со спектром чувствительности фотодетектора.

Количество фотонов в сцинтилляционной вспышке $N_{\text{фотонов}}$ (т. н. «световой выход») зависит от потерь энергии⁴ dE/dx заряженной частицы в органическом сцинтилляторе и описывается полуэмпирическим законом Биркса:

$$N_{\text{фотонов}}(E) = \int_0^R \frac{A \times dE/dx}{1 + kB \times dE/dx} dx, \quad (1.3)$$

где dx — единица пути, R — пробег частицы, A — коэффициент, характеризующий число центров возбуждения, kB — коэффициент Биркса (для сцинтилляторов на основе полистирола kB порядка 0.100 мм/МэВ [38]). В области малых энергетических потерь $N_{\text{фотонов}} \sim E$, а в области больших энергетических потерь $N_{\text{фотонов}}$ не зависит от E и пропорционально R . Часто для удобства вводят сопряженную величину — «удельный световой выход», который определяется как отношение количества фотонов в сцинтилляционной вспышке к значению потерь энергии частицы в веществе сцинтиллятора (единица измерения [фотон/МэВ]).

⁴Стоит отметить, что $N_{\text{фотонов}}$ также зависит от типа заряженной частицы: электрон, протон, α -частица и т. д. (т. к. dE/dx зависит от типа частицы) и конкретного химического состава сцинтиллятора. В данной работе рассмотрены идентичные по составу органические сцинтилляторы, облученные одним типом частиц разной энергии, что позволяет не рассматривать вышестоящие зависимости.

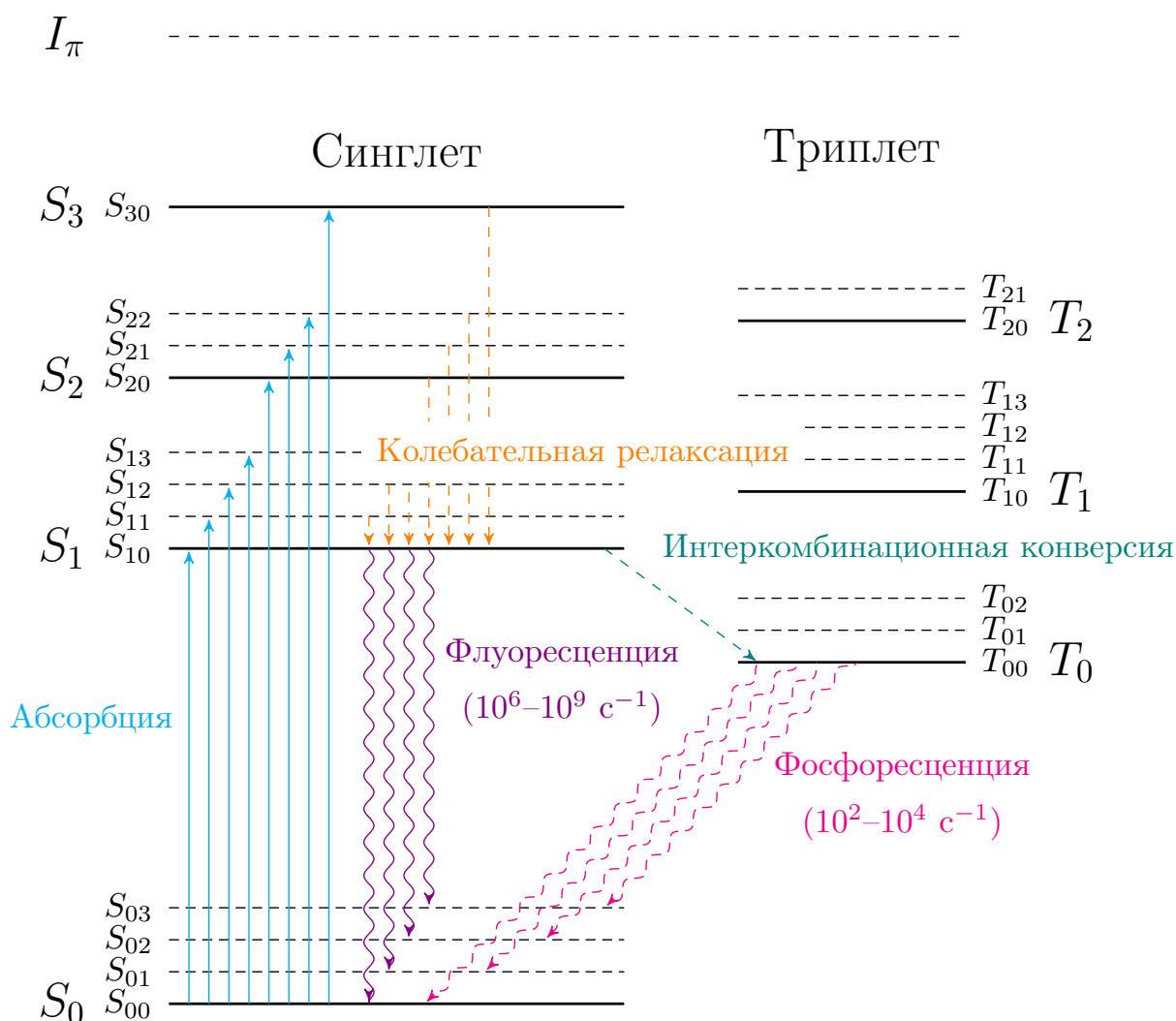


Рисунок 1.3 — Диаграмма Яблонского, демонстрирующая процессы передачи энергии в органическом сцинтилляторе. Сцинтилляции вызваны переходами валентных электронов, занимающих π -молекулярные орбитали, в возбужденных молекулах. S_i — синглетные уровни молекулы, T_i — триплетные уровни молекулы (каждый уровень имеет соответствующий набор колебательных состояний), I_π — уровень ионизации. Под абсорбцией понимаются процессы возбуждения молекулы различными способами. Возбужденные синглетные состояния переходят в S_1 за счет безызлучательного перехода — колебательной релаксации. Состояние S_1 переходит в начальное состояние с испусканием фотона — происходит процесс флуоресценции. При возбуждении триплетных состояний происходит их безызлучательный переход в состояние T_0 за малый промежуток времени (на рисунке не отмечено). Также переход в состояние T_0 может быть осуществлен через интеркомбинационную конверсию (процесс безызлучательного перехода между состояниями различной мультиплетности). Переход из T_0 в основное синглетное состояние происходит двумя путями: 1) взаимодействием с другой молекулой, находящейся в состоянии T_0 ($T_0 + T_0 \rightarrow S_1 + S_0 + \text{фононы}$); 2) через запрещенные переходы $T_0 \rightarrow S_0$ с испусканием фотона — процессом фосфоресценции.

1.1.2. РЕГИСТРАЦИЯ ГАММА-КВАНТОВ

Регистрация гамма-излучения происходит по заряженным частицам, образующимся в результате взаимодействия γ -квантов с веществом. Обычно выделяют три типа взаимодействия: фотоэффект; комптон-эффект; рождение пар.

1) При фотоэффекте гамма-квант взаимодействует с электронами K -, L - и M - оболочек атома, полностью поглощаясь и передавая всю энергию электрону. Атом переходит в возбужденное состояние, которое снимается либо излучением характеристического излучения, либо вылетом Оже-электрона. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени и обратно пропорционально энергии γ -кванта E_γ в степени $7/2$:

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5 / E_\gamma^{7/2}. \quad (1.4)$$

2) При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на внешнем электроном атома на некоторый угол и дальше взаимодействует с веществом. Обычно энергия связи внешнего электрона в атоме много меньше энергии гамма-кванта, поэтому такой электрон в приближении может считаться свободным (но таковым не является). Сечение комптоновского рассеяния на свободном электроном выражается формулой Клейна-Нишины:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left[\frac{(1 + \varepsilon)}{\varepsilon^2} \cdot \left(\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right], \quad (1.5)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e}$ — классический радиус электрона, e — заряд электрона, m_e —

масса электрона; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e}$ — "приведенная" энергия гамма-кванта, E_γ — энергия гамма-кванта.

При комптоновском рассеянии на атомах сечение пропорционально атомному номеру Z , умноженному на сечение на свободном электроном:

$$\sigma_c^a \sim Z \cdot \sigma_c.$$

Отношение энергии гамма-кванта после рассеяния E'_γ к изначальной энер-

гии гамма-кванта E_γ определяется формулой:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (1.6)$$

где θ_γ — угол рассеяния гамма-кванта в лабораторной системе.

Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_e / (2E_\gamma \sin^2(\theta_\gamma/2))} \quad (1.7)$$

Максимальная кинетическая энергия E_e^{\max} (или т. н. "комптоновский край") достигается при $\theta_\gamma = 180^\circ$:

$$E_e^{\max} \equiv E_{\text{край}} = \frac{E_\gamma}{1 + m_e/2E_\gamma} \quad (1.8)$$

3) Третий тип взаимодействия характеризуется рождением пары электрона с позитроном. Рождение пары в кулоновском поле ядра возможно при энергии гамма-кванта, превышающей некоторое значение:

$$E_\gamma \geq 2m_e + 2\frac{m_e^2}{m}, \quad (1.9)$$

где m — масса ядра. Так как $m \gg m_e$, то последним членом можно пренебречь:

$$E_\gamma \geq 2m_e.$$

Для рождения пары в кулоновском поле электрона понадобится энергия в 2 раза выше:

$$E_\gamma \geq 4m_e.$$

В основном рождение электрон-позитронных пар происходит в поле ядер атомов, сечение этого процесса плавно растет с увеличением E_γ и пропорционально квадрату Z :

$$\sigma_p \sim Z^2 \cdot \ln E_\gamma. \quad (1.10)$$

Из рис. 1.4 следует, что в области средних энергий ($\sim 1\text{--}5$ МэВ) преобладающим процессом является комптон-эффект. Особенно сильно данная

особенность проявляет себя в веществах с малым Z (для них фотоэффект практически не наблюдается), к которым относятся и органические сцинтилляторы (см. рис. 1.5).

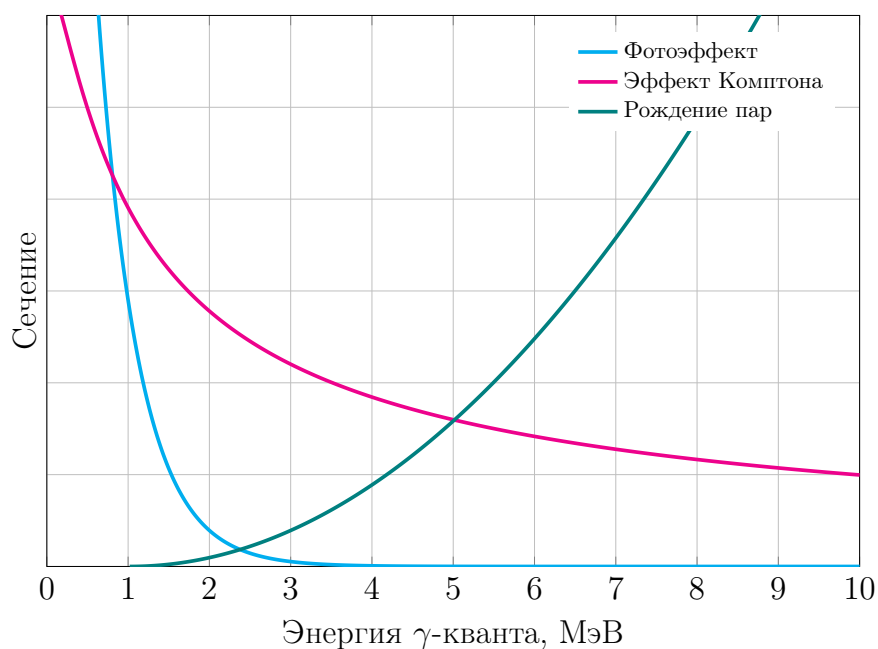


Рисунок 1.4 — Функциональная зависимость сечения взаимодействия γ -квантов с веществом.

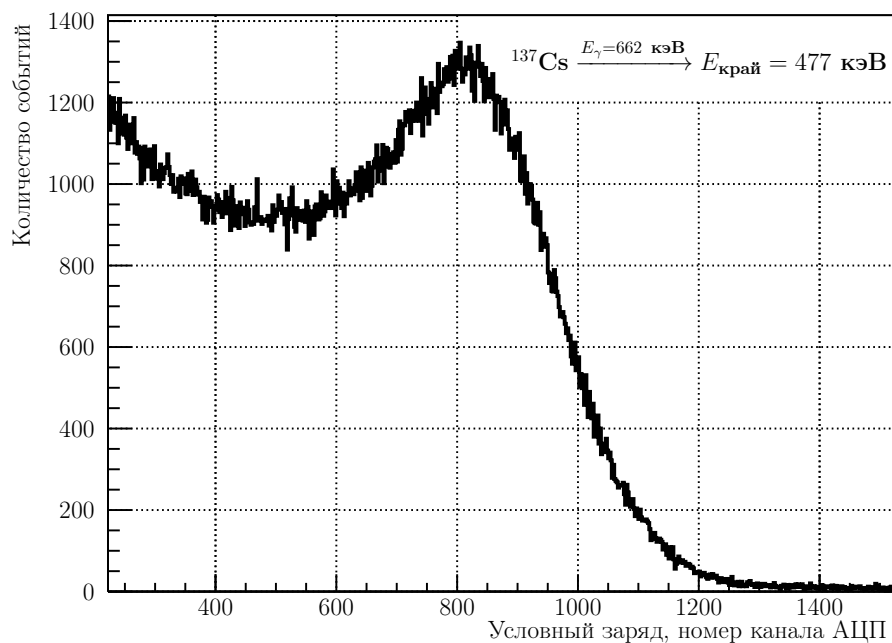


Рисунок 1.5 — Пример экспериментально полученной аппаратурной кривой отклика пластикового сцинтиллятора на источник γ -излучения ^{137}Cs . Кривая представляет собой комptonовское распределение с положением края ~ 900 номер канала АЦП (соответствует энергии края 477 кэВ).

1.1.3. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Регистрация нейтронов происходит по продуктам их реакций с веществом: заряженным частицам, γ -квантам, ядрам отдачи. Выделяют три вида взаимодействия: упругое рассеяние; неупругое рассеяние; ядерные реакции. С точки зрения регистрации нейтроны подразделяют на две группы: быстрые с энергиями более 100 кэВ; медленные с энергиями менее 100 кэВ. Рассмотрим подробнее процесс регистрации медленных, в частности тепловых, нейтронов, т. к. образовавшийся в процессе ОБР 1.1 нейтрон (обладающий энергией примерно 15 кэВ) далее замедляется до теплового (0,025 эВ). Наиболее распространенные реакции⁵, используемые для регистрации тепловых нейтронов ОБР, приведены в таб. 1.3.

Таблица 1.3 — Различные процессы, используемые для детектирования нейтронов отдачи для реакции ОБР. Перечислены каналы обнаружения и соответствующие сечения захвата для тепловых нейтронов. В скобках приведена энергия, уносимая γ -квантами. В реакциях с Cd и Gd образуется большое количество γ -квантов, поэтому для данных реакций в скобках указана суммарная уносимая энергия γ -квантами.

Мишень	Реакция	Сечение реакции (барн) для теплового нейтрона
H	$n + p \rightarrow d + \gamma$ (2.2 МэВ)	~ 0.33
^3He	$n + ^3\text{He} \rightarrow p + ^3\text{H} + 0.764 \text{ МэВ}$	~ 5300
^6Li	$n + ^6\text{Li} \rightarrow \alpha + ^3\text{H} + 4.8 \text{ МэВ}$	~ 950
^{10}B	$n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B}^*$ $^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + 2.79 \text{ МэВ}, 6\%$ $^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + \gamma$ (0.48 МэВ) + 2.31 МэВ, 94%	~ 3860
^{113}Cd	$n + ^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Cd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 9.04 \text{ МэВ}$)	~ 20600
Gd	$n + ^{155}\text{Gd} \rightarrow ^{156}\text{Gd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 8.5 \text{ МэВ}$) $n + ^{157}\text{Gd} \rightarrow ^{158}\text{Gd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 7.9 \text{ МэВ}$)	~ 61000 ~ 256000

⁵В данной работе отсутствует акцент на определенном нейтронном поглотителе, т. к. работа по его подбору проводится другими авторами и на данный момент не завершена.

1.2. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

1.2.1. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ФОТОНОВ СЦИНТИЛЛЯЦИИ

Свет от сцинтилляционной вспышки, образованной путем взаимодействия заряженной частицы с веществом сцинтиллятора, необходимо зарегистрировать с помощью фотоприемника. В физике реакторных антинейтрино приходится иметь дело с довольно большими объемами сцинтиллятора, поэтому в качестве фотоприемника преимущественно используются вакуумные фотоэлектронные умножители (ФЭУ) (см. рис. 1.6).

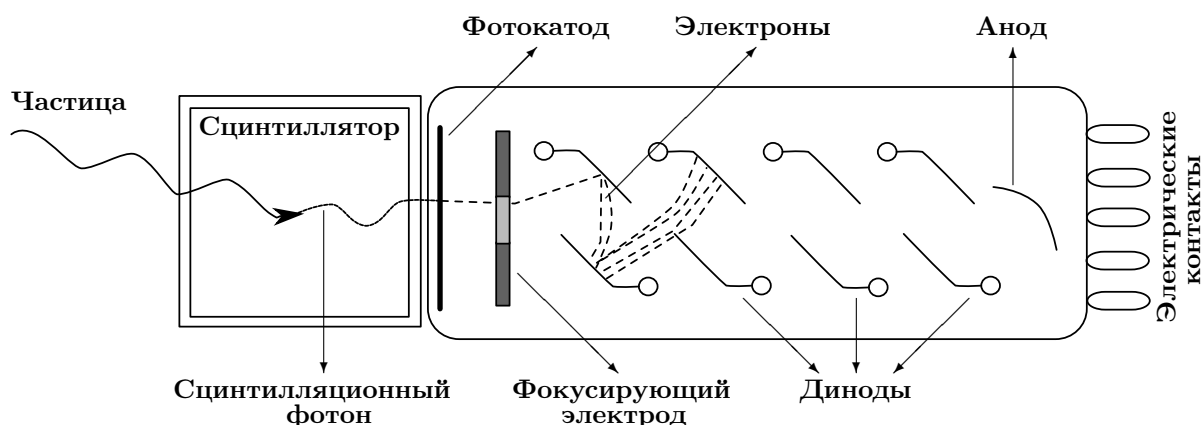


Рисунок 1.6 — Схема работы ФЭУ на примере сцинтилляционного детектора.

ФЭУ представляет собой стеклянную вакуумную колбу, на один из внутренних торцов которой нанесен слой вещества (фотокатод), способного к фотоэлектронной эмиссии (внешнему фотоэффекту), и внутри которой находится набор электродов специально подобранной формы, обладающими благоприятными характеристиками для протекания вторичной электронной эмиссии, и анод, с которого снимается сигнал. Между фотокатодом и анодом для фокусировки фотоэлектронов и успешного развития лавинного процесса электронной эмиссии подается высокое напряжение (500–3000 В). Для подачи высокого напряжения питания и съема выходного сигнала используется делитель напряжения. Далее выходной сигнал

подаётся на электронные схемы, считывающие и преобразующие его для последующего анализа (осциллограф, АЦП и т. д.).

Рассмотрим некоторые основные параметры ФЭУ, влияющие на выходной сигнал. Первый параметр — спектр поглощения, с которым для достижения более эффективной регистрации важно согласовывать спектр высвечивания сцинтиллятора. Второй — квантовая эффективность фотокатода — отношение числа фотонов, поглощение которых вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности, как правило, не превосходит 30%. Третий — коэффициент усиления, характеризующий отношение количества электронов, попавших на анод, к количеству электронов, попавших на первый диод. Коэффициент усиления обычно лежит в пределах 10^6 – 10^9 и зависит от прикладываемого напряжения питания. С помощью этих параметров можно оценить амплитуду A выходного сигнала с делителя ФЭУ (представляющего собой импульс напряжения), выраженного в числе электронов:

$$A = N_{\text{фотонов}}(E) \cdot f \cdot \gamma \cdot M, \quad (1.11)$$

где f — коэффициент, учитывающий долю фотонов, попавших на фотокатод; γ — квантовая эффективность; M — коэффициент усиления.

1.2.2. РАЗРЕШЕНИЕ ДЕТЕКТОРА

В силу центральной предельной теоремы статистически экспериментальные результаты часто имеют характер нормального распределения и описываются функцией Гаусса:

$$N(z; z_0, \sigma_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (1.12)$$

где σ_z — среднеквадратичное отклонение измеряемой величины z ; z_0 — математическое ожидание величины z .

Основным критерием, на основании которого можно судить о качестве детектора, является его разрешающая способность по отношению к той величине, которую необходимо измерить (энергию, время, простран-

ственные координаты и т. д.). Часто за величину разрешения принимают полную ширину распределения на его полувысоте⁶ — ПШПВ (за величину разрешения также могут принимать среднеквадратичное отклонение измеряемой величины). Для нормального распределения ПШПВ определяется как:

$$\Delta z(\text{ПШПВ}) = 2.355\sigma_z. \quad (1.13)$$

При решении некоторых задач удобнее пользоваться относительным разрешением δ , которое представляет собой отношение величины разрешения к измеряемой величине (единица измерения [%]):

$$\delta = \frac{\Delta z}{z} \cdot 100\%. \quad (1.14)$$

Из вида выражений 1.13 и 1.14 следует, что при уменьшении значения Δz кривая распределения измеряемой величины будет становиться все уже, пока при $\Delta z = 0$ не примет вид дельта-функции, т. е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Из этого следует, что для получения более качественных результатов измерений необходимо стремиться к минимизации разрешения.

1.2.3. НЕОДНОРОДНОСТЬ СВЕТОСОБИРАНИЯ

После образования сцинтилляционной вспышки свет в объеме органического сцинтиллятора распространяется согласно закону 1.15:

$$I(x; \Lambda) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}}, \quad (1.15)$$

где I_0 — начальная интенсивность; x — пройденное светом расстояние до ФЭУ; Λ — длина ослабления света. Данное обстоятельство порождает определенную неоднородность, связанную с невозможностью точно идентифицировать частицы (одного типа) различных энергий, взаимодействующих в разных точках объема спектрометра, а также негативно сказывается на

⁶ Данное определение применимо, так или иначе, к распределениям, "связанных" (математическими операциями) с гауссовым. В общем же случае выбор выражения для разрешения диктуется конкретным видом распределения измеряемой величины.

энергетическом разрешении. Для избежания данных трудностей необходимо добиться нечувствительности спектрометра к позиционированию точки взаимодействия частицы с веществом сцинтиллятора, т. е. максимально увеличить длину ослабления света при неизменных размерах сцинтиллятора.

2. РАЗРАБОТКА СПЕКТРОМЕТРА

Для решения ряда задач, описанных во введении, проведена серия соответствующих различных экспериментов. До начала рассказа содержательной части осветим основной набор использованных для этого средств и электронной аппаратуры.

- Пластиковые сцинтилляторы:

Разрабатываемый блок детектора будет состоять из 9 идентичных органических пластиковых сцинтилляторов производства фирмы GoHi модели GD9400;

- Вакуумные ФЭУ:

Образованный в результате сцинтилляций свет будут регистрировать 18 идентичных ФЭУ производства фирмы GoHi модели N4022. Спектр поглощения ФЭУ согласован со спектром излучения пластикового сцинтиллятора (см. рис. 2.1);

- Источник высокого напряжения:

В работе использовался блок высокого напряжения CAEN N1470ET, способный выдавать широкий диапазон стабильных значений напряжений. Высокое напряжение подавалось на делитель напряжения, обеспечивающий работу ФЭУ;

- Электронно-измерительная аппаратура:

Сигналы с ФЭУ подавались на модуль "разветвления" CAEN Mod 625 QUAD LINEAR FAN-IN/FAN-OUT, который позволяет проводить различные операции с сигналами: выводить один (или несколько) сигнал (-ов) на несколько выходов, складывать несколько аналоговых сигналов и т. д. После разветвления сигналы подавались на осциллограф, с помощью которого проводилась визуальная оценка качества сигнала, и аналого-цифровой преобразователь (АЦП) производства фирмы CAEN модели DT5720A, записывающий уже оцифрованный сигнал в ячейки памяти для дальнейшей обработки.

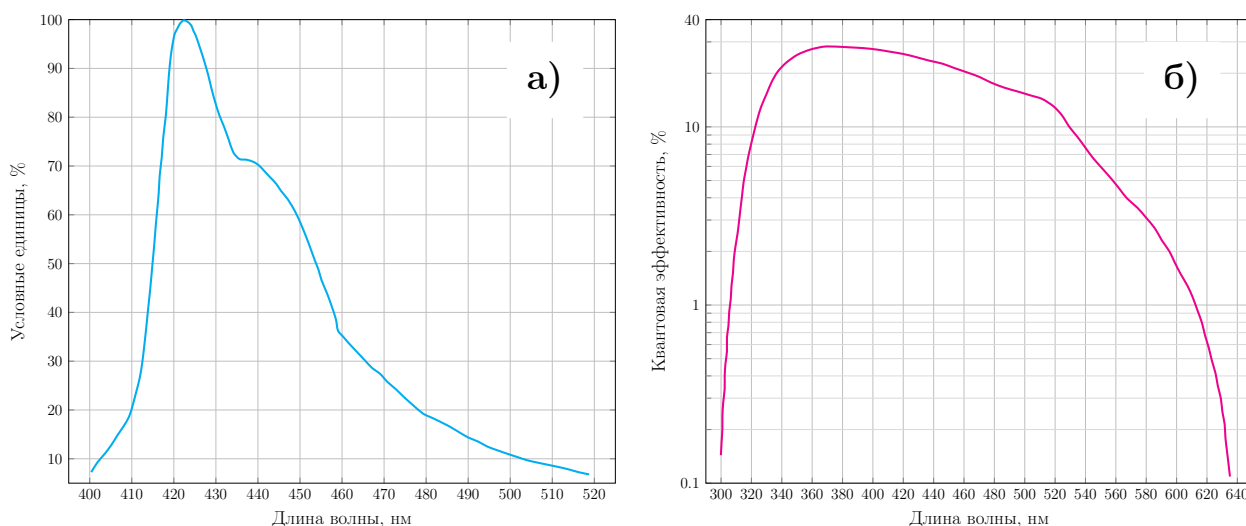


Рисунок 2.1 — а) Спектр высвечивания пластикового сцинтиллятора, нормированный на условные единицы. б) Спектр поглощения ФЭУ, нормированный на квантовую эффективность.

2.1. ЛИНЕЙНОСТЬ ЭЛЕКТРОНИКИ

Перед началом основных измерений была проведена проверка используемой электронной аппаратуры: стабильности выдаваемого напряжения источником высокого напряжения и линейности отклика АЦП и осциллографа.

Источник высокого напряжения имеет встроенные средства контроля, позволяющие проводить мониторинг выдаваемого им напряжения. По их показаниям было установлено, что источник напряжения имеет высокую степень стабильности подаваемого напряжения на длительном промежутке времени (превышающего характерное время проведения эксперимента).

Для проверки корректности работы АЦП была снята зависимость отклика АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала от генератора импульсов (см. рис. 2.2). В исследуемой области амплитуд¹ данная зависимость носит линейный характер.

¹На рисунке представлена только лишь область амплитуд, продиктованная рабочим диапазоном амплитуд ФЭУ. Стоит отметить, что линейность отклика используемого АЦП наблюдается вплоть до значений, превышающих максимально возможные значения амплитуд сигналов с ФЭУ.

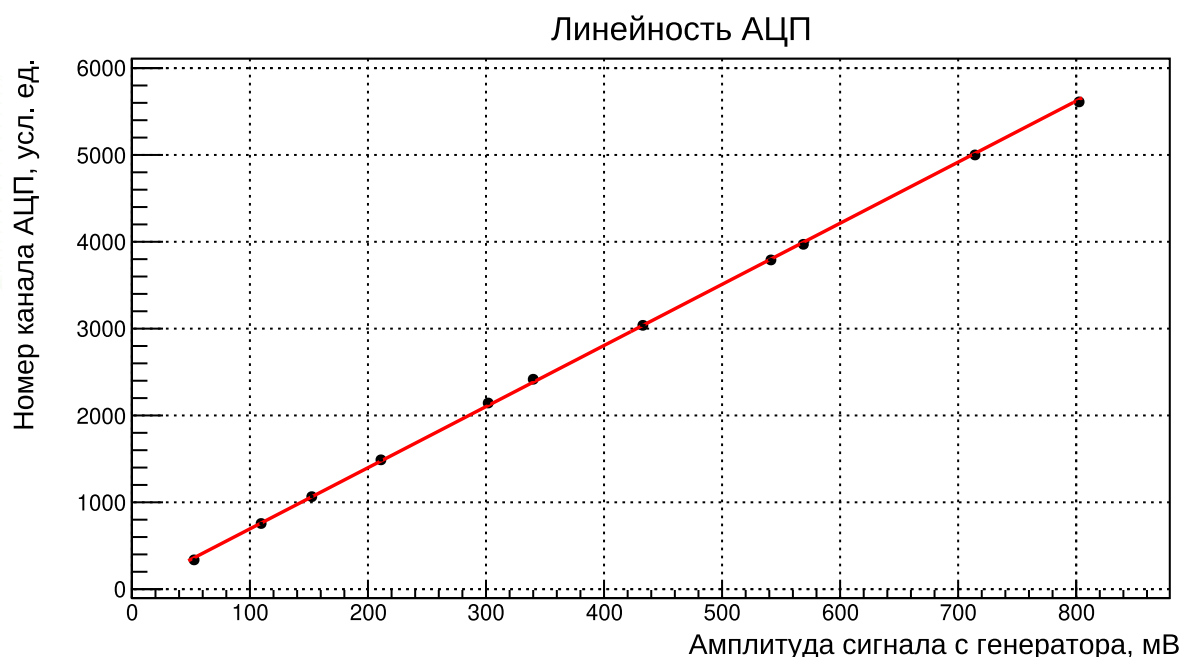


Рисунок 2.2 — Зависимость номера канала АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала.

Проверка осциллографа аналогична проверке АЦП. Для него наблюдалось полное соответствие показаний генератора и наблюдаемых сигналов.

2.2. ПОДБОР ОПТИМАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МОДУЛЕЙ

Спектрометрические характеристики ФЭУ и пластиковых сцинтилляторов представлены на рис. 2.3, 2.4, 2.5 и 2.6, 2.7 соответственно. Исходя из зависимостей, представленных ниже, оптимальная конфигурация модулей достигается при выполнении следующего алгоритма. Размещая ФЭУ, обладающими относительно худшими/лучшими разрешениями, на пластиковые сцинтилляторы, обладающими, наоборот, относительно лучшими/худшими разрешениями, можно осуществить "компенсацию" разброса их разрешений, что позволит минимизировать разброс спектрометрических характеристик модулей.

Используемые в данной работе ФЭУ обладают различным коэффициентом усиления M при одинаковом напряжении питания. Из-за этого

обстоятельства даже те ФЭУ, которые обладают равным относительным разрешением, будут вносить негативный вклад в суммарное разрешение модуля. Следовательно, на каждом ФЭУ необходимо выставить напряжение питания таким образом, чтобы M обоих ФЭУ были равны в области постоянства относительного разрешения (см. рис. 2.3, 2.4). Также этот подход позволяет практически нивелировать неоднородность светособирания, одновременно суммируя сигналы с обоих ФЭУ.

Конфигурация модулей, учитывающая компенсацию разброса разрешений и, одновременно с этим, выравнивание коэффициента усиления, представлена в таб. 2.1.

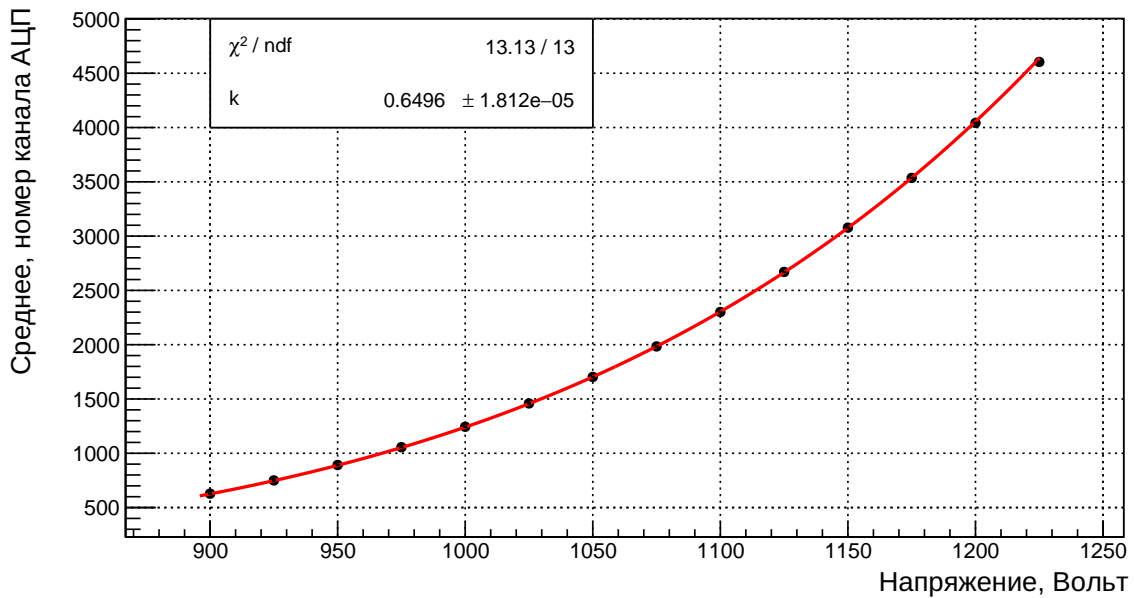


Рисунок 2.3 — Зависимость положения среднего кривой отклика ФЭУ на светодиод постоянной интенсивности от подаваемого на ФЭУ напряжения. Данная зависимость полностью соотносится с эмпирическим законом [39]:

$$\mu = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \cdot U^{kn},$$
 где k — эмпирическая постоянная, зависящая от материала фотокатода ФЭУ (принимает значение в диапазоне 0.7–0.9); n — количество динодов (для всех измеряемых в данной работе ФЭУ оно равняется 10); a — свободный параметр, принимающий положительные значения. μ прямо пропорционально коэффициенту усиления M .

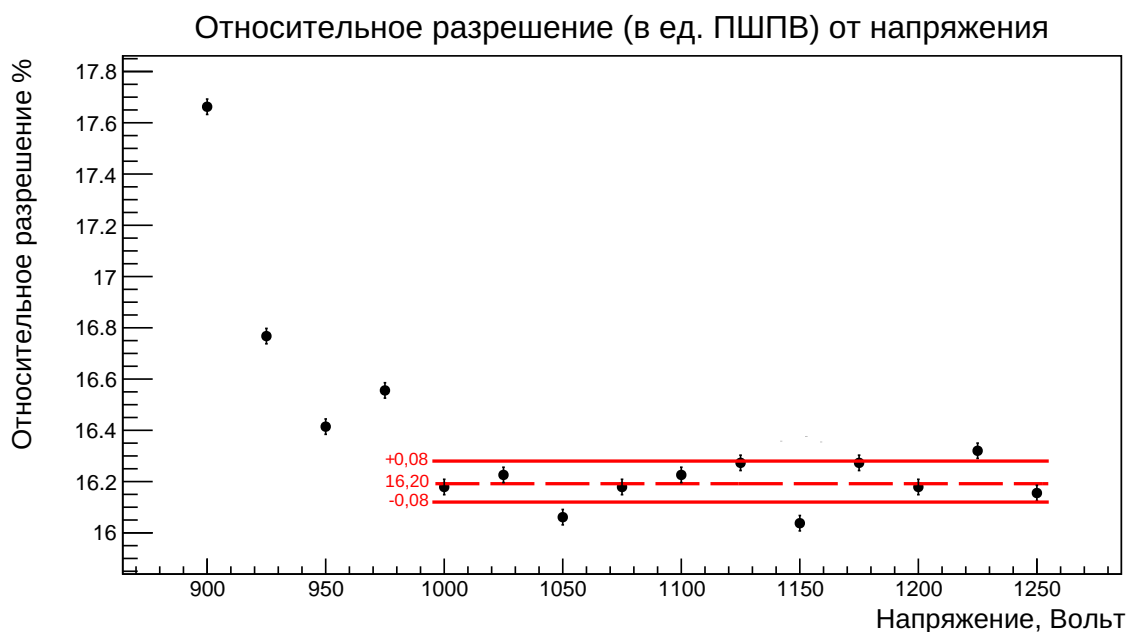


Рисунок 2.4 — Зависимость относительного разрешения кривой отклика ФЭУ на светодиод постоянной интенсивности от подаваемого на ФЭУ напряжения. Пунктирная и сплошная линии — подсчитанное среднее значение относительного разрешения и погрешность этого среднего в рабочем диапазоне амплитуд соответственно.

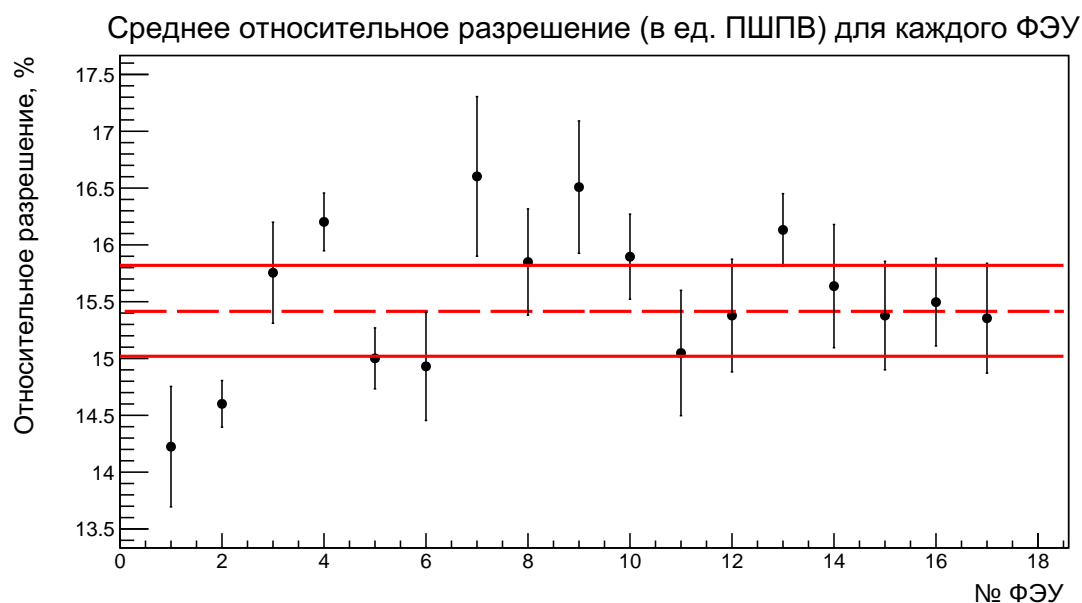


Рисунок 2.5 — Разброс средних значений относительных разрешений всех ФЭУ в едином рабочем диапазоне напряжений.

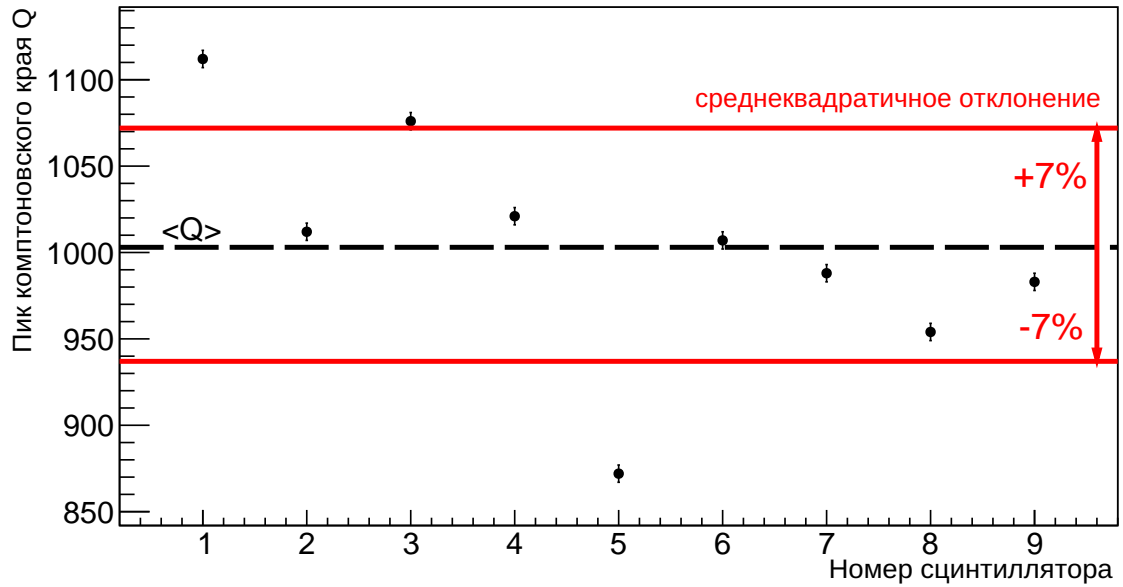


Рисунок 2.6 — Распределение положения комптоновского края Q для 9 модулей. Q определен из вида аппаратной кривой отклика сцинтиллятора на источник ионизирующего излучения ^{137}Cs в точке 35 см. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение заряда $\langle Q \rangle$ (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

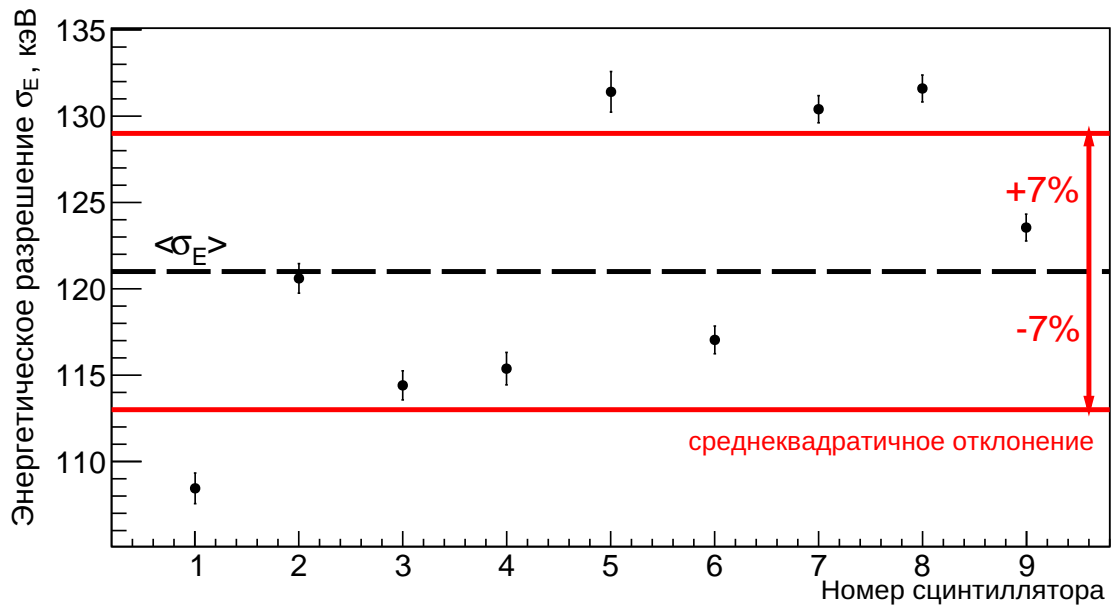


Рисунок 2.7 — Распределение энергетического разрешения σ_E , соответствующего Q на рис. 2.6, для 9 модулей. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение разрешения $\langle \sigma_E \rangle$ (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

Таблица 2.1 — Конфигурация модулей. № модуля соответствует № сцинтиллятора. Напряжение подбиралось таким образом, чтобы коэффициент усиления был максимален в области рабочего диапазона питания ФЭУ.

№ модуля	№ ФЭУ	U , В	№ модуля	№ ФЭУ	U , В	№ модуля	№ ФЭУ	U , В
1	7	1205	4	8	1250	7	6	1240
	9	1250		10	1232		11	1250
2	15	1250	5	1	1250	8	5	1240
	17	1220		2	1200		18	1250
3	4	1250	6	3	1180	9	12	1250
	13	1120		14	1250		16	1165

2.3. РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ МОДУЛЯ

После проведенного подбора конфигурации модулей необходимо разработать их конструкцию, обеспечивающую надежное крепление между собой сцинтиллятора и ФЭУ.

Основные требования к детали-крепежу ФЭУ с сцинтиллятором:

- Должна соблюдаться соосность между сцинтиллятором и ФЭУ;
- Деталь должна крепко фиксировать между собой сцинтиллятор и ФЭУ, но их нельзя приклеивать друг к другу либо сверлить;
- Деталь должна быть выполнена из пластика;
- Крепление должно быть разборным;
- Деталь должна быть наиболее компактной с учетом пунктов выше.

Так же необходимо разработать конструкцию блока, представляющего собой сборку в виде матрицы 3×3 модуля (с возможностью дальнейшего масштабирования), в узлах которой вдоль длины модулей располагаются полые трубки, предназначенные для калибровочных источников (калибровочные каналы). Данная задача сводится к конструированию стойки-матрицы блока.

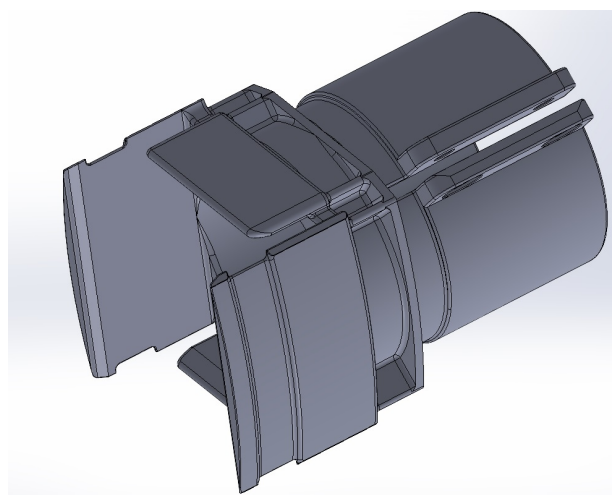
Основные требования к стойке-матрице блока:

- Должна соблюдаться параллельность между модулями;
- Расстояние между модулями не должно превышать внешнего диаметра калибровочного канала;
- Необходимо обеспечить возможность быстрого и удобного съема и

- Деталь должна быть выполнена из пластика;
- Деталь должна быть устойчива;
- Деталь должна быть наиболее компактной с учетом пунктов выше.

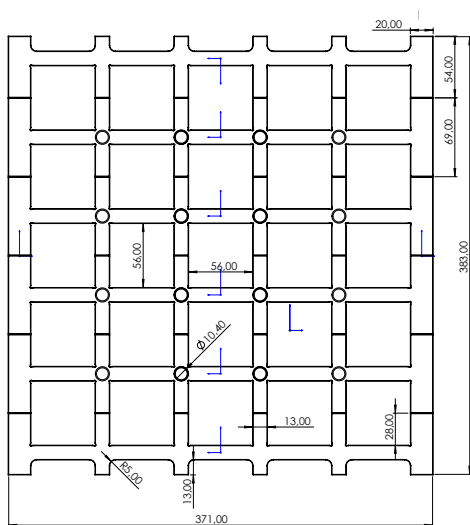
[illegible]

a)

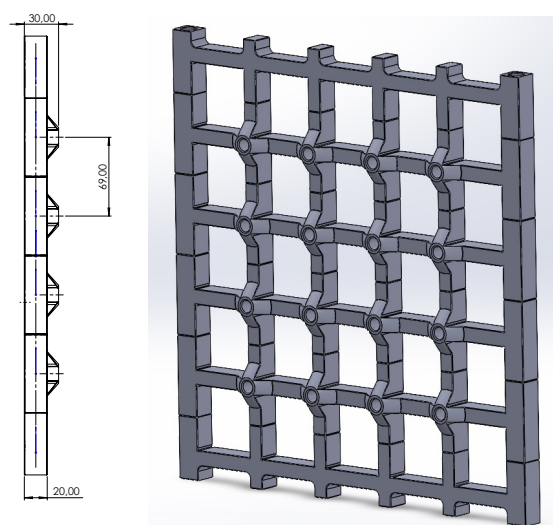


6)

Рисунок 2.8 — а) Чертеж детали, обеспечивающей крепеж ФЭУ с сцинтиллятором. б) 3D-модель детали.



a)



6)

Рисунок 2.9 — а) Чертеж стойки-матрицы ("базы блока"), в которой будут размещаться модули. б) 3D-модель детали.

Для дальнейшего удобства работы с модулями был разработан и изготовлен корпус для делителя напряжения ФЭУ (см. рис. 2.10).

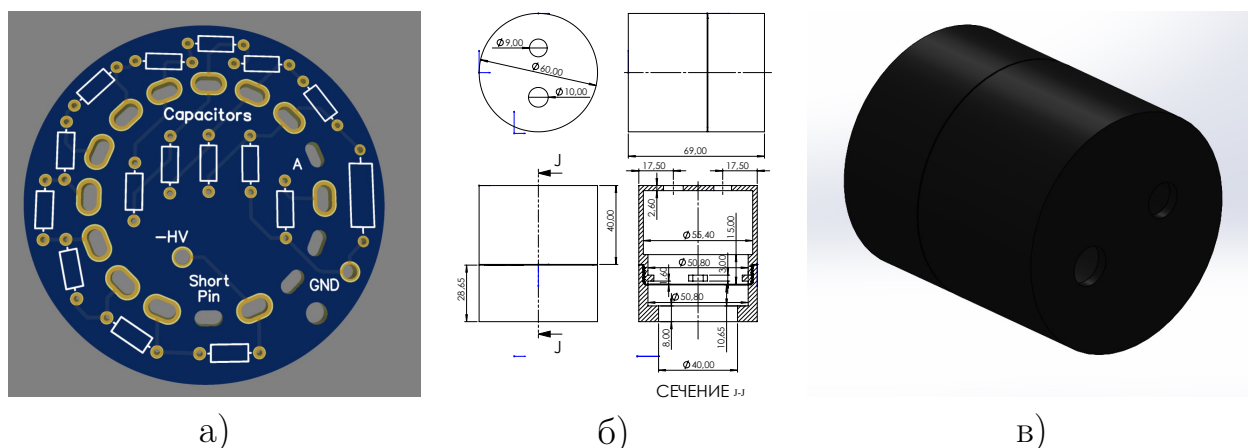


Рисунок 2.10 — а) Плата делителя напряжения. б) Чертеж корпуса для делителя напряжения ФЭУ. в) 3D-модель детали. В отверстия помещаются BNC- и SHV-разъемы (сигнальный и питания соответственно), а сам делитель напряжения размещается на противоположном торце детали.

Модель сборки модульного блока детектора (без учета нейтронной части) представлена на рис. 2.11.

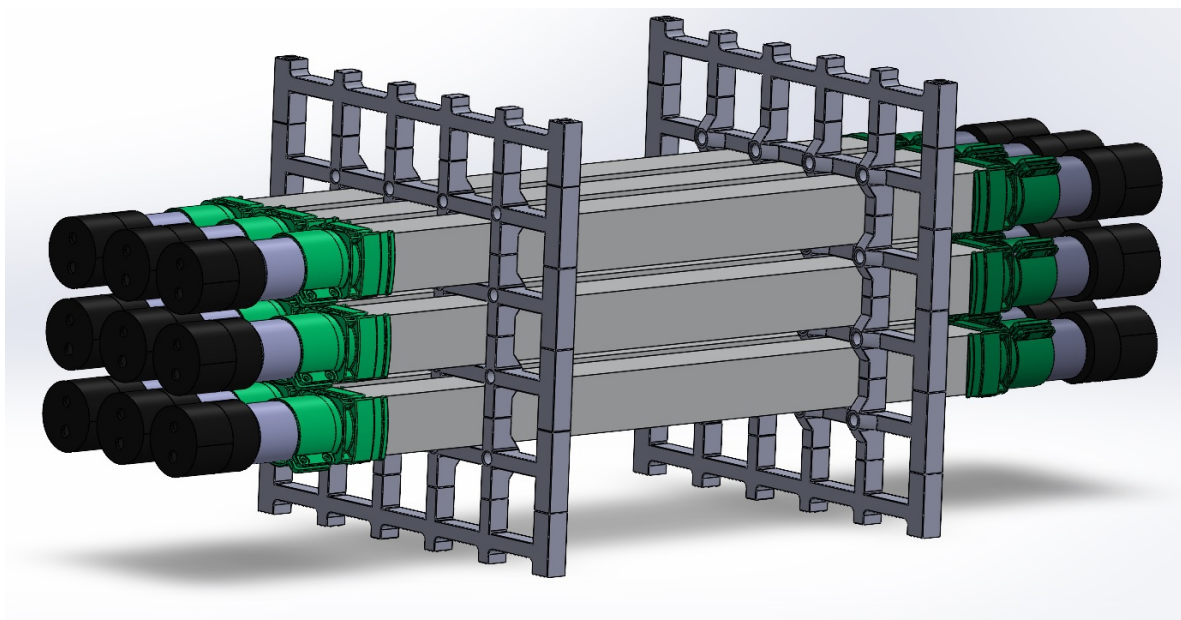


Рисунок 2.11 — Модель блока детектора. На рисунке не отмечены калибровочные каналы.

2.4. ИТОГОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На данный момент блок детектора состоит из сборки 3×3 модуля (см. рис. 2.12). Каждый модуль был светоизолирован тонирующей пленкой, изготовленной из полиэтилентерефталата. В местах крепления ФЭУ к сцинтиллятору и делителя напряжения к ФЭУ модули были усиленно светоизолированы поливинилхлоридной пленкой с нанесенным на одну сторону клеевым составом. Модули собраны согласно таб. 2.1.

Аппаратурные кривые отклика модулей на источник ионизирующего γ -излучения ^{137}Cs представлены на рис. 2.13. Спектры на рис. 2.14 получены путем аппроксимацией кривых, представленных на рис. 2.13, модельной функцией, описанной в [40]. По этому методу для каждого модуля извлечены данные об энергетической шкале и соответствующем относительном энергетическом разрешении δ в точке $E_{\text{рег}} = 1$ МэВ (см. таб. 2.2), где $E_{\text{рег}}$ — непосредственно регистрируемая энергия в детекторе. Полученные значения δ согласуются со значениями в [41; 42].

Таблица 2.2 — Относительное разрешение модулей для энергии 1 МэВ. Данные носят предварительный характер.

№ модуля	1	2	3	4	5	6	7	8	9
δ (1 МэВ), %	7,5	6,1	7,1	5,8	7,2	6,9	7,4	5,2	5,7
$\Delta\delta$, %	0,6	0,5	0,6	0,5	0,6	0,6	0,6	0,4	0,5



Рисунок 2.12 — Фотография собранной сборки. Отсутствует нейтронная часть, а также калибровочные каналы.

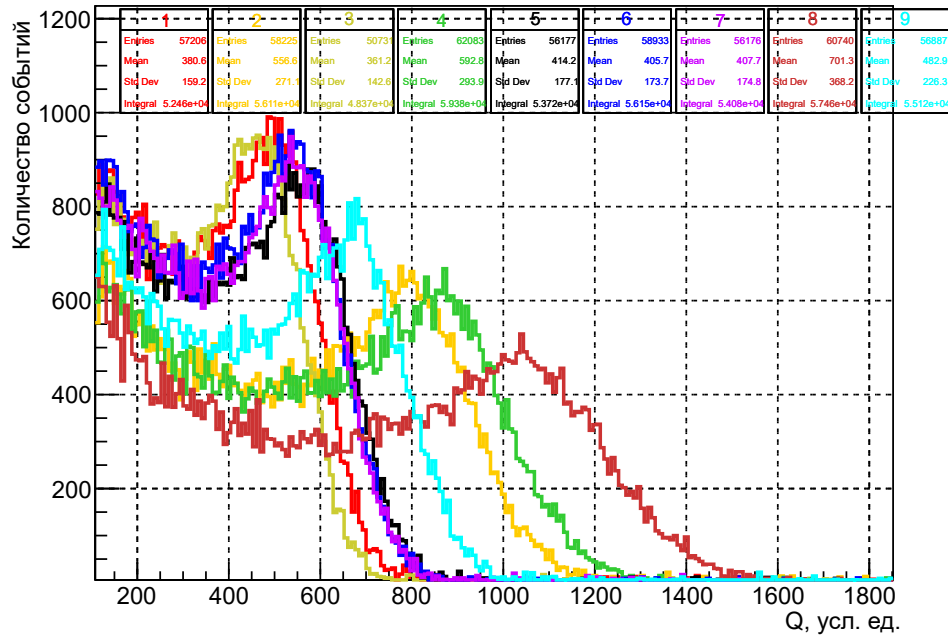


Рисунок 2.13 — Аппаратурные кривые отклика модулей на γ -источник ^{137}Cs в точке 35 см в единицах условного заряда. Источник помещался на каждый модуль отдельно.

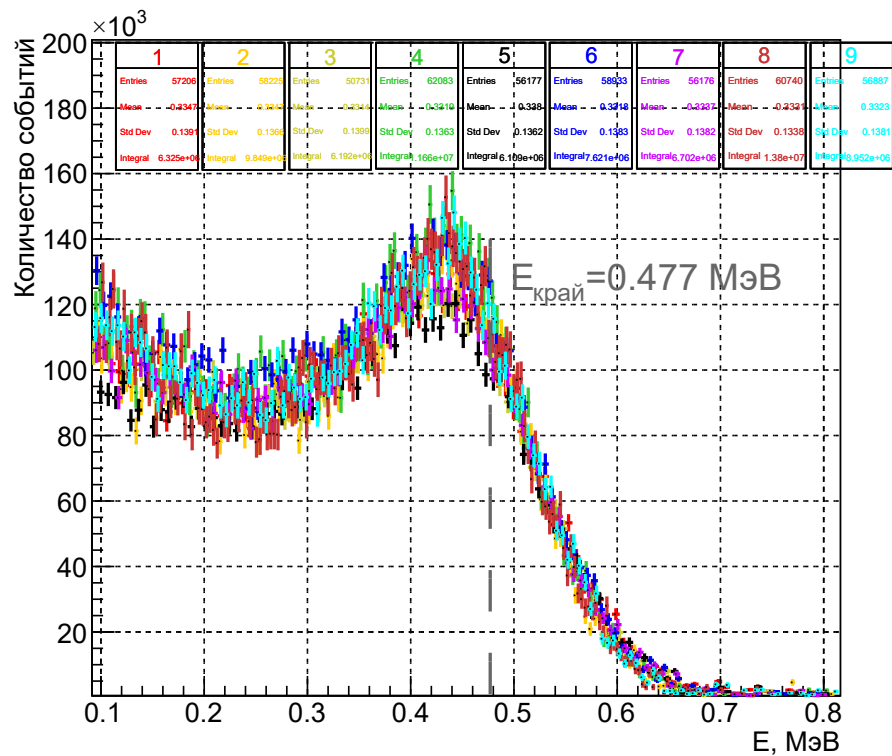


Рисунок 2.14 — Аппаратурные кривые отклика модулей на γ -источник ^{137}Cs в точке 35 см в единицах энергии. Источник помещался на каждый модуль отдельно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе разработан сцинтилляционный спектрометр на основе органического пластикового сцинтиллятора для детектирования реакторных антинейтрино. В ходе работы получены следующие результаты:

- Подобрана оптимальная конфигурация (с точки зрения энергетического разрешения) спектрометрических модулей.
- Разработана конструкция модуля и блока детектора, представляющего собой набор модулей.
- Модули детектора собраны и светоизолированы, проведена их энергетическая калибровка.
- Собран блок детектора.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the Free Neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 92, issue 3. — P. 830–831.
2. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation / C. L. Cowan [et al.] // *Science.* — 1956. — Vol. 124, no. 3212. — P. 103–104. — eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.124.3212.103>.
3. *Reines F., Cowan C. L.* The neutrino // *Nature.* — 1956. — Vol. 178. — P. 446–449.
4. *Reines F., Cowan C. L.* A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 90, issue 3. — P. 492–493.
5. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance / K. Eguchi [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90, issue 2. — P. 021802.
6. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 13. — P. 131801.
7. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 19. — P. 191802.
8. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 17. — P. 171803.
9. Neutrino physics with JUNO / F. An [et al.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 030401.

10. Determination of the neutrino mass hierarchy at an intermediate baseline / L. Zhan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78, issue 11. — P. 111103.
11. *Forero D. V., Hawkins R., Huber P.* The benefits of a near detector for JUNO. — 2017. — arXiv: [1710.07378 \[hep-ph\]](#).
12. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2024. — Vol. 136. — P. 104106. — ISSN 0146-6410.
13. *Huber P.* Erratum: Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors [Phys. Rev. C 84, 024617 (2011)] // Phys. Rev. C. — 2012. — Vol. 85, issue 2. — P. 029901.
14. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
15. *Danilov M.* New results from the DANSS experiment. — 2022. — arXiv: [2211.01208 \[hep-ex\]](#).
16. STEREO neutrino spectrum of ^{235}U fission rejects sterile neutrino hypothesis / H. Almazán [et al.] // Nature. — 2023. — Vol. 613, no. 7943. — P. 257–261. — arXiv: [2210.07664 \[hep-ex\]](#).
17. Final Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations with the PROSPECT-I Detector at HFIR / M. Andriamirado [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2025. — Vol. 134, issue 15. — P. 151802.
18. *Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А.* Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления ^{238}U и ^{239}Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // Ядерная физика. — 2021. — Т. 84. — С. 3–11.
19. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, issue 7. — P. L071301.
20. Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Chinese Physics C. — 2017. — Vol. 41, no. 1. — P. 013002.

21. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra / A. C. Hayes [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, issue 3. — P. 033015.
22. *Huber P.* NEOS Data and the Origin of the 5 MeV Bump in the Reactor Antineutrino Spectrum // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118, issue 4. — P. 042502.
23. Measurement of reactor antineutrino flux and spectrum at RENO / S. G. Yoon [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, issue 11. — P. L111301.
24. *Mikaelyan L. A.* Neutrino laboratory in the atomic plant // in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77". — 1978. — Vol. 2. — P. 383–385.
25. *Mikaelyan L. A., Borovoi A. A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
26. Neutrino Control of Reactors for the Application of the IAEA Safeguards to Floating Nuclear Power Units / E. Velikhov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2022. — Vol. 85, issue 8. — P. 1380–1382.
27. *Christensen E., Huber P., Jaffke P.* Antineutrino reactor safeguards - a case study. — 2014. — arXiv: [1312.1959](https://arxiv.org/abs/1312.1959) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
28. Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security / A. Bernstein [et al.] // Rev. Mod. Phys. — 2020. — Vol. 92, issue 1. — P. 011003.
29. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P09001.
30. *Cucoanes A. S.* The Nucifer Experiment // Nucl. Data Sheets. — 2014. — Vol. 120. — P. 157–160.
31. *Боровой А., Микаэлян Л.* Возможности практического использования нейтрино // Атомная энергия. — 1978. — Т. 44, вып. 6. — С. 508–511.
32. Припринт ИЭА-4284/2 (ЦНИИАтоминформ, Москва, 1986) / С. Богатов [и др.].

33. Reactor antineutrino monitoring with a plastic scintillator array as a new safeguards method / S. Oguri [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 757. — P. 33–39. — ISSN 0168-9002.
34. Observation of Reactor Antineutrinos with a Rapidly Deployable Surface-Level Detector / A. Haghighat [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 13, issue 3. — P. 034028.
35. *Копейкин В., Скорохватов М.* Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // Ядерная физика. — 2017. — Т. 80. — С. 142–150.
36. *Kopeikin V., Popov D., Skorokhvatov M.* Dynamics of Energy Release in a Nuclear-Reactor Core // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — Vol. 87, issue 4. — P. 389–398.
37. *Qian X., Peng J.-C.* Physics with reactor neutrinos // Reports on Progress in Physics. — 2019. — Vol. 82, no. 3. — P. 036201.
38. Precise measurement of Birks kB parameter in plastic scintillators / M. Hirschberg [et al.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1992. — Vol. 39. — P. 511–514.
39. *Hamamatsu Photonics.* PHOTOMULTIPLIER TUBES: Basics and Applications. — 4rd. — Hamamatsu Photonics K.K., 2017. — P. 48–49.
40. Спектрометрические характеристики пластикового сцинтиллятора российского производства / Е. Литвинович [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. — 2025. — Т. 16, вып. 6. — С. 838–842.
41. *Dietze G., Klein H.* Gamma-calibration of NE 213 scintillation counters // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1982. — Vol. 193, no. 3. — P. 549–556. — ISSN 0167-5087.
42. Energy Resolution of the Fabricated Plastic Scintillator / Y. Kim [et al.]. — 2018. — eprint: https://www.kns.org/files/pre_paper/40/18A-440%EA%B9%80%EC%9A%A9%ED%98%84.pdf.